

# 反射式全息图的衍射光谱

刘大禾 何兴道\* 唐伟国  
(北京师范大学 物理系, 北京 100875)

## 提 要

实验表明, 反射全息图的衍射光谱呈现出明显的非对称性, 并伴随着一系列次峰的出现。本文报道了多种情况下的实验结果, 同时对光谱的特性进行了分析。

关键词: 反射全息图, 非对称光谱。

## 一、引 言

根据 Kogelnik 的耦合波理论<sup>[1]</sup>, 反射式全息光谱应具有完全对称的结构。然而, 很多实验结果均与 Kogelnik 的理论有矛盾<sup>[2]</sup>。本文作者曾对耦合波理论进行了适当的补充<sup>[3]</sup>, 对部分实验现象给出了较好的解释<sup>[4]</sup>。为了更好地解释实际反射全息图的性质, 我们对 Kogelnik 的理论作了较大的修改, 选择了非均匀结构的模型, 并由耦合波方程得到了一  $Y$  非线性微分方程组<sup>[5]</sup>, 通过数值解, 从理论上得到了反射全息光栅的光谱结构<sup>[5]</sup>, 它与 Kogelnik 的理论有着明显的差别。

在大量的实验研究中发现, 一个实际的反射全息光栅的光谱, 不是耦合波理论所预言的对称结构, 而是呈现出明显的非对称性。其光谱结构的特性与文献[5]的理论结果是一致的。本文详细报道了我们在反射全息光栅衍射光谱方面的工作。

## 二、实验结果

全息图的制作光路如图 1 所示, 我们采用了李普曼型和对称型两种不同的光路。测试

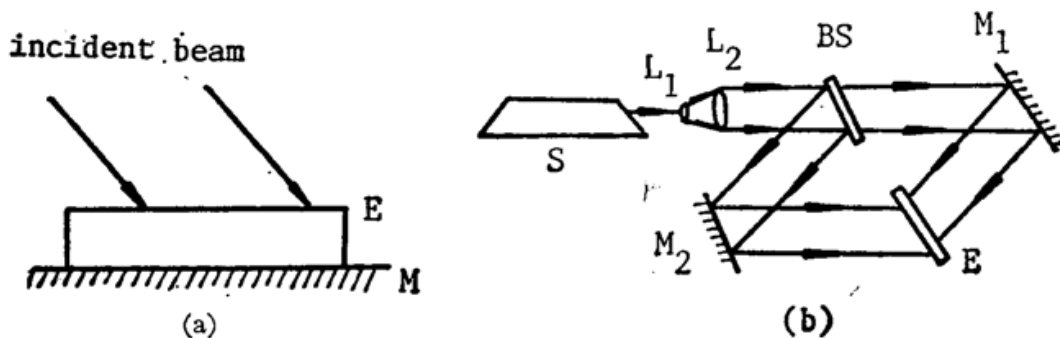


Fig. 1 The set-up geometry of holographms.

(a) Lippman model.  $E$ : recording medium,  $M$ : mirror;

(b) Symmetrical model.  $S$ :  $Ar^+$  laser,  $L_1$ : expanding lens

$L_2$ : collimating lens,  $M$ : mirror,  $E$ : recording medium,  $BS$ : beam splitter

收稿日期: 1990年4月20日; 收到修改稿日期: 1990年6月11日

\* 现在南昌航空学院工作。

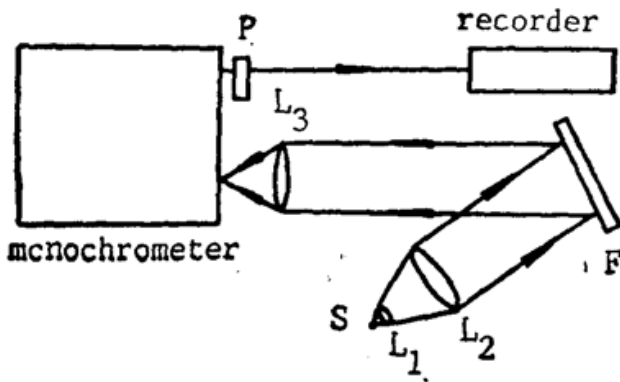


Fig. 2 The measuring set-up for holograms

$L_1$ : expanding lens,  $L_2$ : collimating lens,  
 $L_3$ : focusing lens,  $P$ : photomultiplier,  $F$ :  
 holographic grating,  $S$ : point source of  
 white light

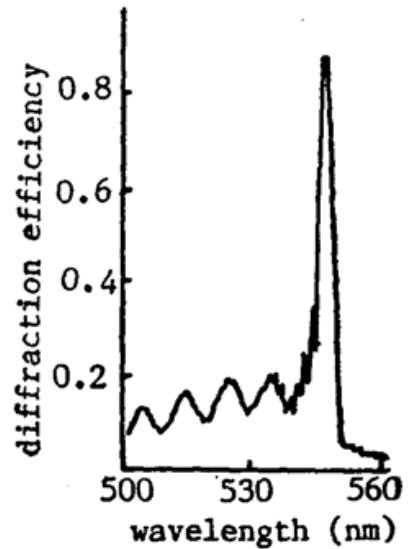


Fig. 3 Non-symmetrical spectrum  
 of reflection holographic grating.  
 Construction condition:  $T=60\mu\text{m}$ ,  $\lambda=$   
 $514\text{nm}$ , symmetrical layout

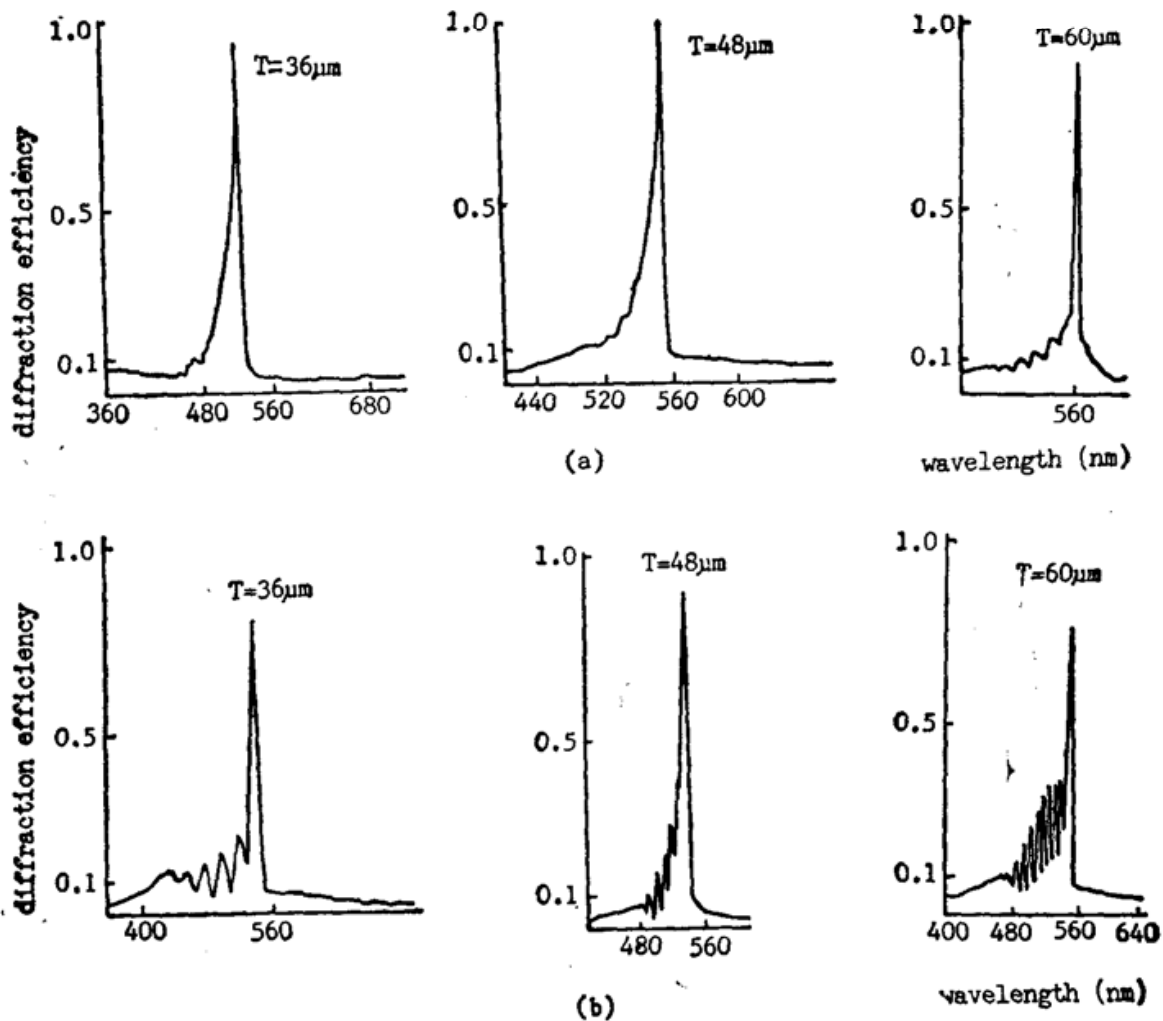


Fig. 4 The relationship between the sub-peaks and the thickness of  
 medium in the spectra of reflection holographic gratings. All gratings in  
 this figure were made by the light with the wavelength of  $514\text{nm}$ .

(a) spectra of gratings made by Lippman layout;  
 (b) spectra of gratings made by symmetrical layout

光路如图 2。我们用不同厚度的介质制作反射全息光栅，实验中所用的记录介质均为重铬酸盐明胶介质(DCG)。

### 1. 衍射光谱的非对称结构

图 3 是反射全息光栅的衍射光谱，可以看到，光谱结构具有明显的非对称性，在峰值波长(主峰)的一侧出现了一系列的次峰。而由耦合波理论计算的结果表明，光谱结构应是以峰值波长为对称轴的左右对称结构。

### 2. 次峰与制作光路的关系

图 4 给出了用不同光路制作的反射全息光栅的衍射光谱。它表明，用对称光路制作的全息光栅其光谱的对称性较之用李普曼光路制作的光栅更差。

### 3. 次峰与介质厚度的关系

从图 4 还可以看出，次峰的数目和幅度与记录介质的厚度有关。在正常的曝光范围内，光谱中次峰的数目和幅度随记录介质厚度的增大而增加。

由图 3、图 4 可以清楚地看出，在全部实验中，光谱中的次峰都出现在峰值波长(主峰)的短波一侧。

## 三、讨 论

由于记录介质的吸收作用，一个实际全息图的结构总是非均匀的，即并不是严格的周期结构。这种非均匀反射全息图其介质折射率分布为<sup>[5]</sup>

$$n = n_0 + \Delta n' + \Delta n'' \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$$

对于李普曼光路:

$$n = n_0 + c_f \exp\left(-\frac{\alpha_g T}{\cos \theta}\right) \cosh\left(\frac{\alpha_g z}{\cos \theta}\right) + c_x \exp\left(-\frac{\alpha_g T}{\cos \theta}\right) \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}), \quad (1)$$

对于对称光路:

$$n = n_0 + c_f \exp\left(-\frac{\alpha_g T}{2 \cos \theta}\right) \cosh\left[\alpha_g \left(\frac{T}{2} - z\right) / \cos \theta\right] + c_x \exp\left(-\frac{\alpha_g T}{2 \cos \theta}\right) \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}). \quad (2)$$

式中  $\theta$  为制作全息图时入射光束与光轴的夹角。在正入射情况下  $\cos \theta = 1$ 。 $\alpha_g$  为记录介质的吸收系数， $\mathbf{k}$  为光栅矢量。由(1)和(2)式可得如下非线性微分方程组

$$\begin{cases} \frac{dD_1(y)}{dy} = -\left[-2\xi + \frac{F(y)T}{\cos \psi}\right] D_2(y) + 2B_0 D_1(y) - 2\nu D_1(y) D_2(y), \\ \frac{dD_2(y)}{dy} = \left[2\xi + \frac{2F(y)T}{\cos \psi}\right] D_1(y) + 2B_0 D_2(y) + \nu [1 + D_1^2(y) D_2^2(y)], \end{cases} \quad (3)$$

$$\text{边界条件为} \quad D_1(1) = D_2(1) = 0.$$

其中  $\psi$  为光射到光栅上的入射角。(1)、(2)及(3)式中的参数  $c_f$ 、 $c_x$ 、 $\xi$ 、 $\nu$  和  $B_0$  的定义请参阅文献[5]。(3)式中的函数  $F(y)$  为:

对于李普曼光路:

$$F(y) = \frac{2\pi c_f}{\lambda} \exp\left(-\frac{\alpha_g T}{\cos \theta}\right) \cosh\left(\frac{\alpha_g y}{\cos \theta}\right), \quad (4)$$

对于对称光路:

$$F(y) = \frac{2\pi c_f}{\lambda} \exp\left(\frac{-\alpha_g T}{2 \cos \theta}\right) \cos h\left[\alpha_g \left(\frac{T}{2} - y\right) / \cos \theta\right], \quad (5)$$

全息光栅的衍射效率为

$$\eta = D_1^2(y) + D_2^2(y). \quad (6)$$

1. 由于折射率中  $\Delta n'$  的存在, 即  $c_f \neq 0$ , (这一点与耦合波理论不同), 非均匀反射全息光栅的光谱必然呈现出不对称性<sup>[5]</sup>。(3)式的数值解表明, 若  $c_f > 0$ , 在峰值波长的长波一侧会出现较高的次峰; 若  $c_f < 0$ , 则次峰出现在峰值波长的短波一侧。对于重铬酸盐明胶介质, 处理后的折射率小于未处理时的折射率<sup>[6]</sup>, 即  $c_f < 0$ 。因此, 用重铬酸盐明胶介质制作的反射全息光栅的光谱中, 次峰应出现在峰值波长的短波一侧<sup>[5]</sup>。图 3 至图 5 的全部实验结果均与此结论是一致的。

这种现象的物理成因可粗略作如下解释: 由(1)式和(2)式看出,  $c < 0$  时, 折射率的极值小于  $n_0$ , 为极小值。在衍射过程中, 只有位相差满足  $\frac{2n\pi}{\lambda_0} \Delta = 2k\pi$  时, 才得到光强的极大值, 其中  $\Delta$  为光程差,  $n$  为介质折射率,  $\lambda_0$  为真空中的波长。当折射率出现极值时,  $n < n_0$ , 只有  $\lambda < \lambda_0$  的波才能满足极值条件。这就是  $c_f < 0$  时次峰出现在短波一侧的原因。同样的分析可知。若  $c_f > 0$ , 则次峰将出现在主峰的长波一侧。

2. 由(4)式和(5)式可以看出, 对于李普曼型光路 and 对称型光路, 函数  $F(y)$  的值是不同的, 这表明, 用李普曼光路和对称光路制作的全息图, 所对应的方程(3)中的系数是不同的。将(4)式和(5)式分别代入方程(3)并求解, 可以发现, 用对称光路制作的全息光栅光谱中的次峰的数目和幅度大于介质厚度相同的用李普曼光路制作的全息光栅。(3)、(4)及(5)式还表明, 若介质的厚度  $T$  一定, 则方程的系数仅由函数  $F(y)$  决定。因此, 不管厚度取何值, 只要其值不变, 光谱的结构只随制作光路的不同而变化。这就是图 4 所示的实验现象。

对制作光路不同而产生的衍射光谱的差异, 从物理图象上也不难理解。由(1)式和(2)式可以发现, 对称光路全息图其折射率调制的极值点在全息图的中点即  $z = \frac{T}{2}$  处, 其折射率分布为关于中心的对称分布。而李普曼全息图其折射率调制的极值点在全息图的前表面即  $z = 0$  处, 这是一个单调变化的分布。这个分布也反映了全息光栅的均匀性, 李普曼全息图是完全非对称的, 除平均光栅常数所决定的峰值波长外, 其他波长的次峰都被不同条纹间隔的光栅滤掉。而对称全息图, 除平均光栅常数决定的峰值波长外, 光栅结构的对称分布, 使其他某些波长的光仍得到一定程度的加强, 由此出现了较高的次峰。

3. 我们看到, 介质的厚度  $T$  作为一个参数出现在方程(3)的系数中, 系数的改变必然影响方程的解。厚度增大时, 全息图的非均匀程度更加严重, 这是导致次峰随厚度增而增加的物理原因。详细的计算求解表明, 随着介质厚度的增大, 次峰的数目和幅度随之增大。由方程(3)看出, 在制作光路及其他参数确定以后, 只有参数  $T$  对方程解即光栅的光谱特性有影响。因此, 无论参用哪种制作光路, 上述结论都是成立的。这就很好地解释了图 5 的实验结果。

4. 图 3 是用慢扫描测得的光谱, 可以清楚地看到, 在主峰和各级次峰上还有一系列小的起伏。这些小起伏可由 Kogelnik 原来的理论得出<sup>[1]</sup>, 本文不再赘述。这些小起伏的幅度

较小,它们被较大的次峰所掩盖,只有在慢扫描测量时才显示出来。

5. 由以上讨论,我们已从理论上对本文的实验现象进行了定性解释。下面对实验现象与理论分析作一个定量的比较,见图5。图中实线为实测光谱曲线,虚线为理论计算的光谱曲线。具体计算方法可参阅文献[5]。通过比较我们看到,对于主峰和第一级次峰,无论是位置还是幅度,理论与实验均符合得很好。而第二级和更高级的次峰的位置所在,理论与实验相符,但幅度二者相差较大。这是由于,在考虑制作全息图过程中记录介质吸收的影响时,我们只考虑了较为简单的情况,得到了(1)式和(2)式所表达的折射率分布以及(4)式和(5)式,而这与实际情况仍有差别。如果能找到更符合实际的折射率分布,则可使高级次峰在理论分析上与实验结果更好地符合。

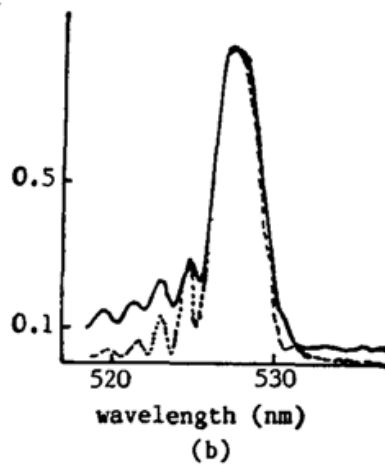
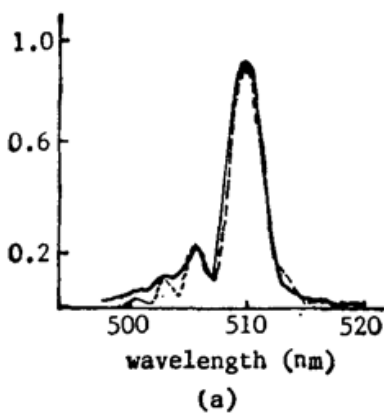


Fig. 5 Comparison between experiments and theory.

—: measuring results, - - -: calculating results with theory  
construction condition

(a)  $T=36\mu\text{m}$ ,  $\lambda=488\text{nm}$ , symmetrical layout.

(b)  $T=60\mu\text{m}$ ,  $\lambda=514\text{nm}$ , symmetrical layout.

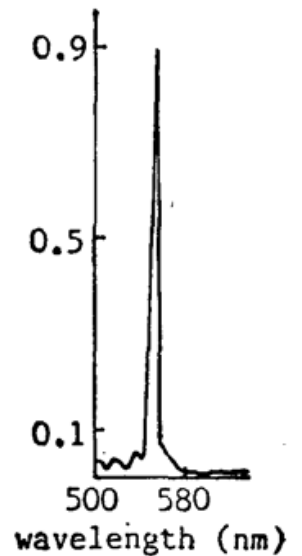


Fig. 6 Spectrum of grating made by the technology for depressing super-peaks

6. 在很多情况下,光谱中较大的次峰对全息光栅的实际使用是不利的。我们在大量实验中摸索出了一套重铬酸盐明胶介质全息图的制作和处理工艺,可以较好地消除次峰。图6是用该工艺制作反射全息光栅的光谱。记录介质的厚度为 $72\mu\text{m}$ ,用对称光路制作,不难看出,这个光谱中的次峰已被较好地压制,可以满足某些实际使用的要求。

中国科学院计算所赵霖同志为我们提供了各种实验所需要的全息底片,在本文的写作过程中,北京师范大学物理系张琳同志也给予了热情帮助,特向他们表示感谢。

### 参 考 文 献

- [1] H. Kogelnik; *Bell. Syst. Tech. J.* 1969, **48**, No. 9 (Nov), 2909~2947.
- [2] Liu Dahe et al.; *Proc. SPIE*, 1986, **673**, 463~469.
- [3] 唐伟国等;《光学学报》,1988, **8**, No. 2 (Feb), 152~156.
- [4] 刘大禾等;《北京师范大学学报(自然科学版)》,1990, No. 1 (Mar), 19~22.
- [5] 刘大禾等;《光学学报》,1990, **10**, No. 6 (Jun), 545~551.
- [6] H. M. 史密斯;《全息记录材料》, (科学出版社,北京,1984),第三章。

## Diffraction spectrum of reflection hologram\*

LIU DAHE, HE XINGDAO† AND TANG WEIGUO

(*Department of Physics, Beijing Normal University, Beijing 100875*)

(Received 20 April 1990; revised 11 June 1990)

### Abstract

The experiments has shown that the spectrum of reflection hologram presents obvious non-symmetry, and is accompanied with a series of sub-peaks. In this paper, the experimental results under varied condifious are reported and the characteristics of the spectrum are analyzed.

**Key words:** reflection hologram, spectrum, non-symmetry.

---

\* The Project Supported by National Natural Science Foundation of China.

\*† Now is working in Nanchang Aviation College.